

9. Славнов А.А., Фаддеев Л.Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей. М.: Наука, 1978.
10. Ebert D., Zhukovsky V.Ch., Vshivtsev A.S. // Int. J. Mod. Phys. 1998. **A13**. P. 1723.
11. Соколов А.А., Тернов И.М., Жуковский В.Ч. и др. Калибровочные поля. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1986.

12. Matinyan S.G., Savvidy G.K. // Nucl. Phys. 1978. **B134**. P. 539; Savvidy G.K. // Phys. Lett. 1977. **B71**. P. 133.
13. D'Elia M., Di Giacomo A., Meggiolaro E. // Phys. Lett. 1997. **B408**. P. 315.

Поступила в редакцию  
17.05.02

## АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.186

### РАСЧЕТЫ ДОЛИ ЯДЕР В ПУЧКАХ БЫСТРЫХ ИОНОВ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

И.С. Дмитриев

(НИИЯФ)

E-mail: dmitriev@anna19.npi.msu.su

Определены доли ядер  $\Phi_Z$  в пучках быстрых ионов с атомными номерами  $Z = 3 \div 36$ , прошедших твердую углеродную и азотную мишени с энергией  $2 \div 200$  МэВ/нукл. Установлено, что при энергии, превышающей  $0.15Z^{1.8}$  МэВ/нукл., равновесные толщины  $t_Z$  азотной и углеродной мишеней практически совпадают.

#### Введение

При создании многоступенчатых ускорительных систем, в том числе накопительных колец, нужны сведения о зарядовом составе в пучках ионов, прошедших твердую перезарядную мишень, в частности об относительном количестве ядер, полностью лишенных электронных оболочек. Зарядовый состав в пучках быстрых ионов после прохождения тонких слоев твердых и газообразных мишеней изучался в работах [1–4]. Значения равновесных толщин  $t_Z$  в газовых и твердых средах определялись в [4, 5]. В работе [6] выполнены расчеты зарядового распределения ионов Ag и Kг с  $E = (7 \div 44)$  МэВ/нукл. в различных твердых мишенях, а в [7] определена доля ядер в пучках Xe и Au, ускоренных до энергии нескольких сотен МэВ/нукл.

В дальнейшем изложении энергия ионов  $E$  приводится в единицах МэВ/нукл.

#### 1. Зарядовое распределение в пучке быстрых ионов

Когда пучок быстрых ионов проходит через мишень толщиной  $t$ , относительное количество  $\Phi_i(t)$  частиц с зарядом  $i$  непрерывно изменяется, приближаясь к равновесному значению  $F_i \equiv \Phi_i(t \rightarrow \infty)$ . Величины  $F_i$  зависят от энергии иона  $E$ , ядерных зарядов иона  $Z$  и мишени  $Z_t$ , а также от агрегатного состояния мишени.

**Разреженная среда.** Зарядовое распределение в моноэнергетическом пучке ионов, проходящих через газообразную мишень, описывается системой диф-

ференциальных уравнений [8]

$$d\Phi_i/dt = \sum \Phi_k \sigma_{ki} - \Phi_i \sum \sigma_{ik}, \quad (1)$$

где  $\sigma_{ik}$  — сечение неупругих столкновений, при которых ион с зарядом  $i$  переходит в ион с зарядом  $k$ . (Здесь рассматриваются ионы, находящиеся к моменту взаимодействия с атомами среды в невозбужденных состояниях.) Равновесное зарядовое распределение, устанавливающееся в пучке ионов при прохождении толстого слоя вещества, определяется из системы уравнений

$$\sum F_k \sigma_{ki} - F_i \sum \sigma_{ik} = 0.$$

При высокой энергии ионов, когда возможно ограничиться только двумя зарядовыми компонентами с  $i = Z - 1$  и  $i = Z$ , из (1) получим

$$\Phi_Z(t) = F_Z + [\Phi_Z(0) - F_Z] e^{-\kappa t}, \quad (2)$$

где  $F_Z = \sigma_{ik}/\kappa$  и  $\kappa = \sigma_{Z-1,Z} + \sigma_{Z,Z-1}$  — сумма сечений  $\sigma_{Z-1,Z}$  потери электрона водородоподобными ионами и сечений  $\sigma_{Z,Z-1}$  захвата электрона ядрами. В соответствии с обычными ограничениями на точность измерений можно принять, что равновесие достигается, когда толщина мишени  $t$  удовлетворяет условию

$$|\Phi_Z(t \rightarrow \infty) - F_Z| \leq \varepsilon F_Z, \quad (3)$$

при выполнении которого величина  $\Phi_Z(t)$  отличается от значений  $\Phi_Z(t \rightarrow \infty)$  на малую величину  $\varepsilon \ll 1$ . Из (2) и (3) следует асимптотическое выражение для равновесной толщины  $t_Z$ :

$$t_Z \approx \kappa^{-1} \ln[(\Phi_Z(0) - F_Z)/(\Phi_Z(\infty) - F_Z)]. \quad (4)$$

Если на мишень направляется пучок водородоподобных ионов с  $i = Z - 1$ ;  $\Phi_Z(0) = 0$  и  $F_Z \approx 1$ , то из (4) получаем

$$t_Z \approx \kappa^{-1} \ln[1/(1 - \Phi_Z)]. \quad (5)$$

**Твердая среда.** Главной отличительной особенностью твердых мишеней является высокая плотность среды ( $\sim 10^{23}$  ат./см<sup>3</sup>). Поэтому возбужденные состояния ионов, образующиеся при захвате и возбуждении электронов, не успевают к моменту следующего столкновения релаксировать в основное состояние. Следовательно, равновесие в пучке ионов, прошедших твердую мишень, должно устанавливаться не только по зарядам, но и по возбужденным состояниям. Процесс прохождения заряженных частиц через вещество в этом случае описывается системой балансных уравнений [8]

$$\frac{d\Phi_{in}}{dt} = \sum \sigma_{km,in} \Phi_{km} - \Phi_{in} \sum \sigma_{im,kn}, \quad (6)$$

где индекс  $n$  обозначает возбужденное состояние с главным квантовым числом  $n$ ,  $\Phi_{in}$  — относительное количество ионов с зарядом  $i$  в  $n$ -возбужденном состоянии,  $\sigma_{km,in}$  — сечение перехода иона с зарядом  $k$  из  $m$ -возбужденного состояния в  $n$ -возбужденное состояние с зарядом  $i$ . Входящие в (6) сечения потери электрона оценивались в борновском приближении [9], а сечения захвата электрона — в приближении Бринкмана–Крамерса [10].

## 2. Расчеты доли ядер и толщин перезарядных мишеней

Относительное количество  $\Phi_Z(t)$  ядер в пучках быстрых ионов при прохождении их через разреженную азотную мишень определялось из решения системы уравнений (1), а при прохождении через твердую углеродную мишень — из системы (6). При этом количество  $N$  состояний, входящих в (6), определялось из условия, что «размеры» возбужденного иона не должны превышать среднее расстояние между атомами твердой углеродной мишени  $d \sim 2.6 \cdot 10^{-8}$  см, и возрастало от  $N = 9$  для ионов лития до  $N = 20$  для ионов азота и до  $N = 35$  для ионов неона. Когда в пучке ионов содержалось более трех зарядовых компонент, величины  $\Phi_Z(t)$  находились из решения систем уравнений (1) или (6) методом Рунге–Кутты [11]. В области высоких энергий  $E \geq 0.1Z^2$ , т.е. при достижении равновесия, когда в пучке ионов содержалось не более 3% частиц с зарядами  $i \leq Z - 2$ , величины  $\Phi_Z(t)$  определялись по аппроксимационной формуле (2).

Расчеты зависимости доли  $\Phi_Z(t)$  ядер в пучках ионов от толщины мишени  $t$  были проведены для ионов лития, азота и неона.

Для направляемых на мишень водородоподобных ионов лития  $\text{Li}^{2+}$  (рис. 1) начиная с энергии  $E_{\min} \geq 0.5$  наблюдается практическое совпадение зависимости  $\Phi_Z(t)$  от толщины  $t$  для азотной и угле-

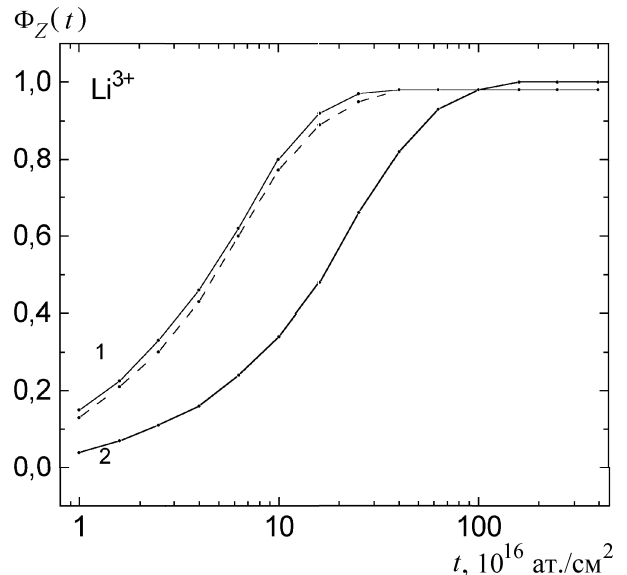


Рис. 1. Зависимость относительного количества ядер  $\text{Li}^{3+}$  в пучках ионов  $\text{Li}^{2+}$  от толщины перезарядной мишени  $t$  (сплошная линия — для углерода, пунктир — для азота) при энергии  $E = 2$  (1) и 8.5 (2)

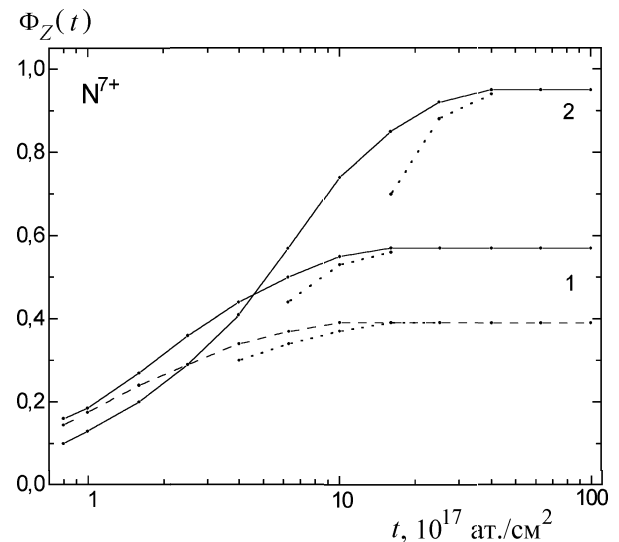


Рис. 2. Зависимость относительного количества ядер  $\Phi_Z(t)$  в пучках ионов азота  $\text{N}^{6+}$  от толщины  $t$  перезарядной мишени (сплошная линия — для углерода, штриховая — для азота; точечная — расчеты для направляемых на мишень ионов азота с начальным зарядом  $i_0 = 4$ ) при энергии  $E = 2$  (1) и 8.5 (2)

родной мишеней. При энергии  $E = 2$  доля  $\Phi_Z = 0.90$  достигается при толщинах  $t \approx 1.6 \cdot 10^{17}$  ат./см<sup>2</sup>, а равновесное значение  $F_Z \sim 0.99$  устанавливается при  $t \geq 3 \cdot 10^{17}$  ат./см<sup>2</sup>.

Зарядовое распределение ядер азота  $\text{N}^{7+}$  (рис. 2) после направляемых на газообразную или твердую мишень водородоподобных ионов  $\text{N}^{6+}$  заметно различается. При  $E = 2$  равновесное значение составляет  $F_Z = 0.39$  и  $0.57$  после прохождения азотной и углеродной мишеней соответственно. Значение  $\Phi_Z \sim 0.90$  достигается при  $E \approx 5$ , когда зарядовые распределения в газообразной и твердой мишенях практически совпадают. Величина  $F_Z = 0.95$  дости-

гается при  $E \approx 8.5$  и  $t \approx 4 \cdot 10^{18}$  ат./см<sup>2</sup>, а при  $E \geq 10$  практически весь пучок ионов азота состоит из ядер  $N^{7+}$ .

Предравновесная величина  $\Phi_Z(t)$  заметно зависит от начального заряда  $i_0$  ионов, направляемых на мишень. Так, при  $E = 8.5$  значение толщины углеродной мишени, после прохождения которой в пучке ионов азота содержится  $\Phi_Z = 0.70$  ядер, увеличивается примерно в два раза: от  $t \approx 9 \cdot 10^{17}$  ат./см<sup>2</sup> для  $i_0 = 6$  до  $t \approx 16 \cdot 10^{17}$  ат./см<sup>2</sup> для  $i_0 = 4$  (рис. 2).

Существенное различие в зарядовых распределениях после прохождения азотной и углеродной мишеней установлено и для водородоподобных ионов неона  $Ne^{9+}$  (рис. 3). При  $E = 2$  доля ядер в пучке не превышает  $F_Z \approx 0.01$  в случае азотной мишени, в то время как для углеродной при этой энергии  $F_Z \approx 0.12$ . С ростом энергии выход ядер  $Ne^{10+}$  быстро возрастает и при  $E \approx 10$  достигает  $\Phi_Z \approx 0.70$  как для углеродной, так и для азотной мишеней.

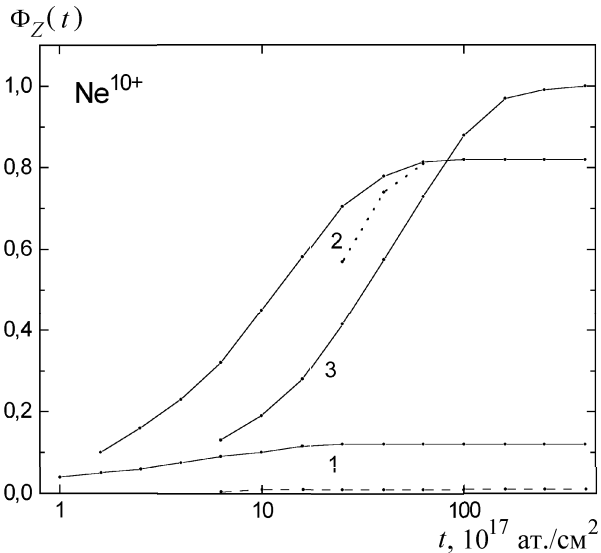


Рис. 3. Зависимость относительного количества ядер  $\Phi_Z(t)$  в пучках ионов  $Ne^{9+}$  от толщины  $t$  перезарядной мишени (сплошная линия — расчет в углероде с начальным зарядом  $i_0 = 9$ , штриховая — в азоте с  $i_0 = 9$ , точечная — для ионов  $Ne$  с начальным зарядом  $i_0 = 7$ ) при  $E = 2$  (1), 8.5 (2) и 35 (3)

Анализ результатов измерений и расчетов величин  $\Phi_Z(t)$  для более тяжелых ионов аргона и криптона, приведенных в работах [7, 12, 13], а также данных, приведенных в обзорах [14, 15], показывает, что с ростом заряда ядра ионов  $Z$  зависимость доли ядер  $F_Z$  от энергии ионов  $E$  быстро усиливается. Для наиболее легких ионов лития при изменении  $F_Z$  в твердой мишени от 0.1 до 0.9 энергия ионов  $E$  увеличивается в 10 раз: от  $\sim 0.1$  до  $\sim 1$ . Для ионов аргона при таком же изменении  $F_Z$  энергия увеличивается только в 3–4 раза: от  $E \approx 6$  до  $E \approx 20$ . Рассмотрение известных экспериментальных данных о доле ядер  $F_Z$  в пучках ионов аргона и криптона [7] показало, что в случае углеродной мишени значение  $F_Z \approx 0.9$  достигается при энергиях  $E \approx 20$  для ионов  $Ar$  и  $E \approx 60$  для ионов  $Kr$ . За-

рядовые распределения после прохождения азотной и углеродной мишеней в пучках ионов аргона при  $E \approx 30$  и ионов криптона при  $E \approx 100$  практически совпадают. В целом для рассмотренных ионов значения энергии  $E_{min}$ , начиная с которой величины  $F_Z$  после прохождения газообразного азота и твердого углерода практически совпадают, может быть оценено из соотношения

$$E_{min} \geq 0.15Z^{1.8}. \quad (7)$$

На основании проведенных расчетов для легких ионов с  $Z \leq 10$  и анализа известных данных для более тяжелых ионов [7, 13–15] установлена связь между энергией и толщиной углеродной мишени, после прохождения которой пучок ионов содержит заданную долю ядер  $F_Z$ . Минимальные значения толщины  $t_{min}(0.9)$ , после которых пучок практически целиком состоит из ядер, т. е.  $F_Z \approx 0.9$ , увеличиваются с ростом  $Z$  от  $t_{min}(0.9) \approx 8 \cdot 10^{16}$  ат./см<sup>2</sup> для ионов лития до  $t_{min}(0.9) \approx 5 \cdot 10^{20}$  ат./см<sup>2</sup> для ионов криптона и могут быть оценены из соотношения

$$t_{min}(0.9) \approx 8 \cdot 10^{16} E^2 \text{ ат./см}^2, \quad (8)$$

где  $E$ , как уже сказано выше, выражено в МэВ/нукл.

С учетом того, что сечение потери электрона в углероде на  $\sim 20\%$  меньше соответствующего сечения в азоте и что в одном грамме углеродной мишени содержится  $5 \cdot 10^{22}$  атомов углерода, формула принимает вид

$$t_{min}(0.9) \approx 2 \cdot 10^{-6} E^2 \text{ г/см}^2. \quad (9)$$

На рис. 4 штриховой линией отмечена граница толщин углеродной мишени  $t_{min}(0.9)$ , начиная с которых в пучках указанных ионов устанавливается равновесная доля ядер  $F_Z = 0.9$ . Экстраполяция выражения (9) в область значений  $Z \approx 100$  приводит

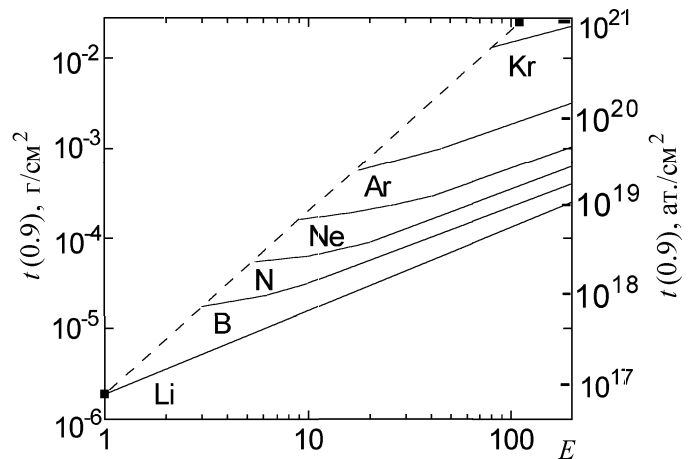


Рис. 4. Зависимость толщины  $t(0.9)$  углеродной мишени, после прохождения которой в пучках ионов содержится равновесная доля ядер  $F_Z \approx 0.9$ , от энергии ионов  $E$ . Величины  $t(0.9)$  выражены в единицах г/см<sup>2</sup> (левая шкала) и в единицах ат./см<sup>2</sup> (правая шкала). Штриховой линией изображена определенная по (8) и (9) граничная толщина  $t_{min}(0.9)$ , начиная с которой пучок ионов на 90% состоит из ядер. Сплошными линиями показаны вычисленные по (10) значения  $t(0.9)$  в области  $t > t_{min}(0.9)$

к толщинам твердой мишени  $t(0.9) \sim 1$  г/см<sup>2</sup>, что согласуется с известными данными для ионов урана в различных средах [14]. При  $E = 962$  после мишени из майлара выход ядер  $F_Z \approx 0.7$ , а после мишени из меди толщиной  $t_{Cu} \approx 0.15$  г/см<sup>2</sup> значение  $F_Z \approx 0.85$ .

С дальнейшим ростом энергии ионов  $E$ , как следует из (5), равновесная толщина мишени  $t(0.9)$  определяется суммой  $\kappa = (\sigma_{Z,Z-1} + \sigma_{Z-1,Z})$  сечений потери электрона водородоподобными ионами  $\sigma_{Z-1,Z}$  и сечений захвата электрона ядрами  $\sigma_{Z,Z-1}$ :

$$t(0.9) \approx 2.3/\kappa \text{ ат./см}^2. \quad (10)$$

Для рассмотренных в настоящей работе ионов сечением захвата электрона ядрами можно пренебречь по сравнению с сечением потери электрона водородоподобными ионами.

### Заключение

В результате проведенных расчетов установлено, что при заданных значениях толщины мишени относительный выход ядер заметно зависит от начального заряда ионов, направляемых на мишень. Показано, что в пучках легких ионов Li уже при энергии  $E = 2$  равновесная доля ядер  $F_Z$  практически одинакова для азотной и твердой (углеродной) мишеней. Для более тяжелых ионов доля  $\Phi_Z$  заметно зависит от агрегатного состояния мишени. Так, для ионов Ne при  $E = 2$  значение  $F_Z$  для углеродной мишени более чем в 10 раз превышает соответствующую величину  $F_Z$  для азотной. С ростом энергии ионов различие в зарядовых распределениях после прохождения этих мишеней быстро уменьшается и при  $E_{\min} \geq 0.15Z^{1.8}$  значения  $F_Z$  в углеродной и азотной мишенях совпадают.

Следует отметить, что значения  $\Phi_Z$ , вообще говоря, зависят от заряда ядер атомов среды  $Z_t$ . С ростом  $E$  оптимальные значения  $Z_t$  смещаются в сторону более тяжелых сред. Так, для ионов железа с  $E = 6.7$  значения  $\Phi_Z$  максимальны в бериллиевой мишени [6], в то время как для ионов урана с  $E = 962$  наибольшие значения  $\Phi_Z$  наблюдались в

танталовой мишени [15]. По-видимому, объяснение этого явления следует искать в особенностях зависимости сечений захвата электрона от  $Z_t$  и  $E$ .

Автор всегда с благодарностью вспоминает постоянный интерес к работе и ценные советы В.С. Николаева.

Автор признателен В.Н. Новожиловой за помощь при выполнении расчетов сечений захвата электронов.

### Литература

1. Dmitriev I.S., Zaikov V.P., Kralkina E.A., Nikolaev V.S. et al. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. 1986. **B14**. P. 515.
2. Теплова Я.А., Дмитриев И.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 1998. **62**, № 4. С. 786.
3. Теплова Я.А., Дмитриев И.С., Белкова Ю.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2000. **64**, № 4. С. 677.
4. Теплова Я.А., Дмитриев И.С., Белкова Ю.А. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. 2000. **B164–165**. P. 291.
5. Zaikov V.P., Kralkina E.A., Vorobjev N.F. et al. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. 1984. **B5**. P. 10.
6. Rozet J.P., Chetioui A., Piquemal P. et al. // J. Phys. B. 1989. **22**. P. 33.
7. Thieberger P., Wegner H.E., Alonso J. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1985. **32**. P. 1767.
8. Николаев В.С. // УФН. 1956. **85**. P. 679.
9. Сенашенко В.С., Николаев В.С., Дмитриев И.С. // ЖЭТФ. 1968. **54**. P. 1203.
10. Николаев В.С. // ЖЭТФ. 1966. **51**. P. 1263.
11. Крылов В.М., Бобков В.В., Монастырский П.И. Вычислительные методы. М.: Наука, 1984.
12. Wittkower A.B., Betz H.D. // Atomic Data. 1973. **5**. P. 113.
13. Shima K., Mikumo T., Tawara H. // Atomic Data. 1986. **34**. No. 3. P. 1.
14. Gould H., Greiner D., Lingstrom P. et al. // Phys. Rev. Letters. 1984. **32**. P. 180.
15. Gould H., Greiner D., Lingstrom P. et al. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. 1985. **B10/11**. P. 32.

Поступила в редакцию  
19.12.01